Title	ランダム磁場中の量子XXZスピン鎖の準位統計(3)分子科学、核理論における量子カオスと半古典理論,京大基研短期研究会 量子力学とカオス-基礎的問題からナノサイエンスまで-,研究会報告)
Author(s)	工藤, 和恵; 出口, 哲生
Citation	物性研究 (2004), 82(5): 741-742
Issue Date	2004-08-20
URL	http://hdl.handle.net/2433/97857
Right	
Type	Departmental Bulletin Paper
Textversion	publisher

ランダム磁場中の量子XXZスピン鎖の準位統計[1]

お茶の水女子大学 人間文化研究科　工藤 和恵[2]
お茶の水女子大学 理学部　出口 哲生[3]

1　はじめに

量子系における準位統計は、様々な系で研究されてきた。特に量子スピン系では、系の可積分性を判別することにも準位統計が用いられている [1]。準位間隔分布は、与えられたハミルトニアンが可積分ならポアソン分布 $[P_{\rm Poi}(s)=\exp(-s)]$ を、非可積分ならウィグナー分布 $[P_{\rm Wig}(s)=(\pi s/2)\exp(-\pi s^2/4)]$ を示す。しかしながら、最近、次近接相互作用を含む量子 XXZ スピン鎖において、予想外の振る舞いを示す準位間隔分布が見つかった [2]。量子 XXZ スピン鎖は、次近接相互作用を含む場合は非可積分であるが、準位間隔分布はウィグナー分布を示さなかった。そのような予想外の振る舞いを解明する手がかりを得るために、本研究では、ランダム磁場中の量子 XXZ スピン鎖の準位間隔分布について議論する。

2　模型と計算方法

格子点数 L のハミルトニアンを次のように与える。

$$\mathcal{H}=J\sum_{j=1}^{L}(S_j^xS_{j+1}^x+S_j^yS_{j+1}^y+\Delta S_j^zS_{j+1}^z)+\sum_{j=1}^{L}h_jS_j^z \tag{1}$$

ここで $S^\alpha=\frac{1}{2}\sigma^\alpha$ で $(\sigma^x,\sigma^y,\sigma^z)$ はパウリ行列である。また、h_j はランダム磁場であり、平均 0 のガウス乱数で与える $(\langle h_j\rangle=0,\ \langle h_nh_m\rangle=h^2\delta_{nm})$。境界条件は、周期的境界条件を課す。

準位間隔分布を計算する前に、明らかな対称性を取り除く必要がある。この模型の場合、$S^z_{\rm total}$ が保存するので、最大のセクターとなる $S^z_{\rm total}=0$ のみを扱った。また、アンフォールディング処理も行なった。準位間隔分布の計算は、格子点数 L、磁場 h/J、異方性パラメタ Δ の依存性を調べるため、これらのパラメタの様々な組み合わせについて行なった。それぞれの組み合わせについて、数千回ずつ分布を計算して平均したものを準位間隔分布 $P(s)$ とした。

3　異方性パラメタ依存性

異方性パラメタ Δ の依存性 $(0\le\Delta\le1)$ は、図 1 に見られるように、Δ が増加するにつれて、ポアソン分布からウィグナー分布へと急速に変化する。$\Delta=0$ の場合は、ランダム磁場のために系が非可積分であるにも関わらず、準位間隔分布はほぼポアソン分布を示している。その理由を、(i) 直観的に、また、(ii) アンダーソン局在との関連で説明することができる。

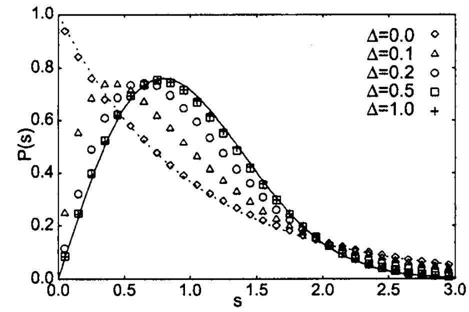

図 1: 準位間隔分布の Δ 依存性 ($L=14$, $h/J=0.5$)。破線はポアソン分布。実線はウィグナー分布。

まず、直観的に説明してみよう。$\Delta=0$ の場合は、スピンの z 成分が隣接スピン間の相互作用に寄与しない。一方、ランダム磁場はスピンの z 成分とのみ結合している。このことから、ランダム性とスピン相関は互いに独立になっていて、ランダム性がエネルギー準位に直接影響を及ぼすことがないと考えられる。

[1] 研究会では cond-mat/0310752 の内容を解説しました。
[2] E-mail:kudo@degway.phys.ocha.ac.jp
[3] E-mail:deguchi@phys.ocha.ac.jp

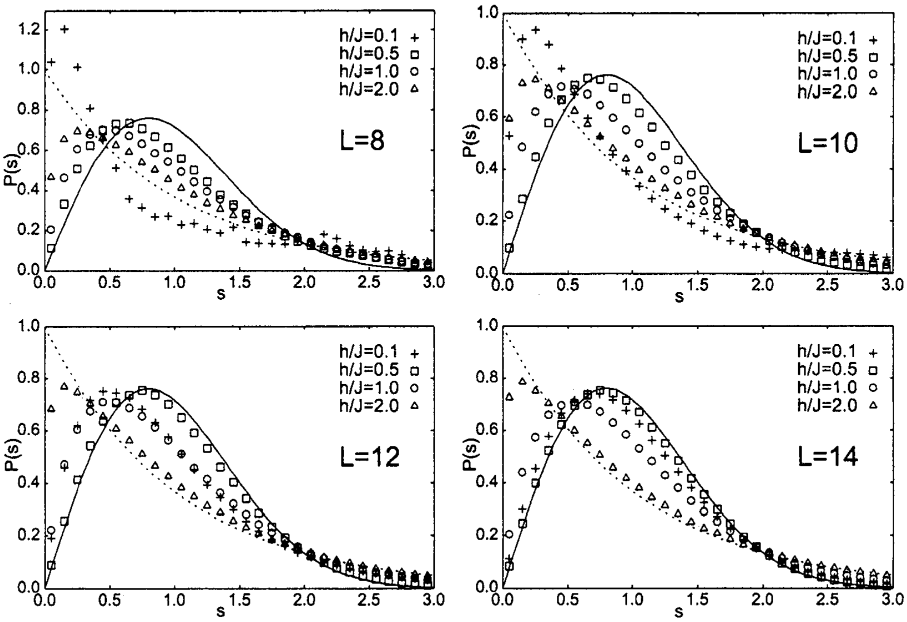

図 2: 準位間隔分布の磁場依存性 ($\Delta = 0.5$)。破線はポアソン分布。実線はウィグナー分布。

次に、アンダーソン局在との関連から説明してみよう。3 次元アンダーソン模型はランダム性が強くなるとアンダーソン局在を起こすのに対し、1 次元の場合は全ての状態が局在することが知られている [3]。実は、$\Delta = 0$ の場合、ハミルトニアン (1) はランダム・ポテンシャル中の相互作用のない 1 次元フェルミオン系、すなわち、1 次元アンダーソン模型に対応している。したがって、図 1 の $\Delta = 0$ でのポアソン分布は、1 次元アンダーソン局在に対応していると考えることができる。それに対して、$\Delta \neq 0$ の場合は、相互作用のあるフェルミオン系に対応するので、局在が崩れるものと考えられる。

4　磁場依存性とサイズ依存性

各格子点数ごとの磁場依存性が、図 2 に示されている。$h/J = 0.1$ の場合を除けば、磁場が増大するにつれ、ウィグナー分布からポアソン分布に変化していく様子が見える。また、そのような変化の傾向は、格子点数が大きいほど顕著になっている。

$h/J = 0.1$ の分布は、サイズに強く依存している。これは、$h/J = 0$ の場合が可積分の模型であることと関係しているものと思われる。特に、$L = 8$ の場合には、超ポアソン的な振る舞いを示している。これは、$h/J = 0$ かつ $\Delta = 0.5$ の場合に超ポアソン的な分布が見られる [2] ことを反映しているのかもしれない。

本研究は科研費 (14702012) の支援を受けています。

参考文献

[1] J. C. Anglès d'Auriac and J. M. Maillard, Physica A **321**, 325 (2003).

[2] K. Kudo and T. Deguchi, Phys. Rev. B **68**, 052510 (2003).

[3] B. I. Shklovskii *et al.*, Phys. Rev. B **47**, 11487 (1993).